

04

©1993 г.

О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ РАЗРЯДНОГО ТОКА В ЭМИССИОННЫЙ КАНАЛ ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОНОВ

В.Л.Галанский, В.А.Груздев, В.В.Илюшенко

Исследовано влияние давления на эмиссию электронов из плазмы низковольтных разрядов низкого давления. Экспериментально обнаружено увеличение эффективности извлечения на порядок при повышении давления в области формирования пучка. Предложен механизм переключения тока разряда в эмиссию с образованием двойного электростатического слоя перед входом в эмиссионный канал со стороны разряда. Рассмотрены физические процессы в пространстве ускорения, приводящие к образованию вторичной плазмы, отделенной от плазмы разряда двойным слоем, представлена адекватная им математическая модель, позволяющая рассчитать параметры вторичной плазмы и проанализировать устойчивость при изменении давления и тока эмиссии.

Введение

Плазменные источники электронов (ПИЭЛ) на основе низковольтных газовых разрядов имеют, как правило, разрядную камеру с эмиссионным каналом малого диаметра в одном из электродов. Для достижения высокой эффективности извлечения α , равной отношению тока эмиссии I_e к току катода I_k , необходимо обеспечить условия переключения значительной части разрядного тока в эмиссионный канал. Возможный механизм такого переключения предложен в работах [1,2].

Согласно представлениям авторов этих работ, разность потенциалов между плазмой и анодом меняется при отборе электронов так, чтобы уменьшить долю тока разряда, уходящую на анод. При этом предполагается, что при достижении плотности тока эмиссии, равной плотности теплового электронного тока в плазме, рост тока эмиссии с увеличением потенциала коллектора возможен только за счет возрастания площади эмиссионной поверхности, которая является границей плазмы.

Если коллектором является зонд малой площади, помещенный в плазму, то плазма "отодвигается" от него, увеличивая площадь границы эмиссии, а в пространстве между зондом и плазмой потенциал распределяется в соответствии с "законом степени $3/2$ " для униполярного электронного потока. При этом может быть достигнуто полное переключение тока катода с анода на зонд, даже если геометрическая площадь зонда мала.

В случае, когда отбор электронов осуществляется через эмиссионный канал, площадь которого мала в сравнении с площадью анода, поле извлекающего электрода даже при больших прикладываемых напряжениях проникает в эмиссионный канал на глубину порядка его диаметра и значительное возрастание площади эмиссионной поверхности невозможно.

Эта модель не позволяет объяснить наблюдаемое в экспериментах с использованием ПИЭЛ возрастание α с повышением давления. Попытка объяснения этого была сделана в работах [3,4], где увеличение α с ростом давления связывалось с ионизацией в пространстве ускорения, приводящей к росту пропускной способности промежутка и к увеличению концентрации эмиттирующей плазмы при инжекции в нее ионов из области ускорения пучка.

Этот эффект позволяет объяснить рост тока эмиссии при повышении давления не более чем в 2–3 раза. Действительно, предельная плотность ионного тока j_{ib} в пространстве ускорения ПИЭЛ, при которой распределение потенциала в нем еще остается монотонным, по порядку величины близка к квадратному корню из отношения масс электрона m_e и иона m_i , умноженному на плотность электронного тока j_{eb} , который в свою очередь прямо пропорционален концентрации эмиттирующей плазмы. Для аргона, к примеру, ионный ток в плазму из пространства ускорения не превосходит 0.5–1% электронного тока из плазмы. Если даже предположить, что все эти ионы останавливаются в плазме вблизи ее границы, после чего растекаются по ней вследствие диффузии и дрейфа, то локальная концентрация плазмы возрастает не более чем в $1 + (j_{eb}/j_{ib}) \cdot (\mu_i/\mu_e)$ раз, где μ_i/μ_e — отношение подвижностей иона и электрона в плазме (для аргона порядка 200), т.е. не более чем в 2–3 раза. Примерно такое увеличение α (от 50 до 100%) и наблюдалось в экспериментах [3,4].

В то же время нами при исследовании ПИЭЛ на основе обращенного магнетронного разряда наблюдалось возрастание тока эмиссии на порядок, т.е. от $\alpha \simeq 10\%$ при низком давлении в пространстве ускорения пучка до $\alpha \simeq 100\%$ при давлении выше $p \simeq 1$ Па.

Данная работа была предпринята с целью более детального исследования условий переключения разрядного тока (тока катода) в эмиссионный канал пучка ПИЭЛ при изменении давления в области формирования пучка.

Эксперимент

Влияние давления на эмиссию электронов исследовалось на макете ПИЭЛ на основе обращенного магнетронного разряда с цилиндрическим катодом и плоским анодом (ток разряда $I_p = 10$ –600 мА, напряжение разряда $U_p = 300$ –340 В). В качестве рабочего газа использовался воздух, давление которого варьировалось в интервале 0.5–5 Па. Отрицательный полюс источника ускоряющего напряжения соединялся с анодом разрядной камеры, положительный заземлялся. Ток катода стабилизировался. Давление регулировалось изменением скорости откачки при постоянном напуске воздуха в разрядную камеру.

Приведенные на рис. 1 вольт-амперные характеристики (ВАХ) ПИЭЛ при различных давлениях можно разделить на два типа. При давлениях в ускоряющем промежутке не более 0.3–0.4 Па ВАХ имеет вид кривой с насыщением, эффективность извлечения плавно возрастает с ростом давления, не превышая, однако, 20–30%. Для второго типа ВАХ характерно

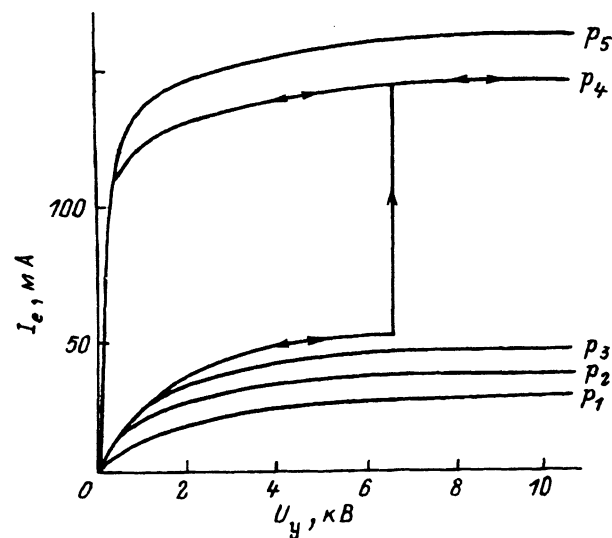


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики при различных давлениях в области формирования пучка. $p_1 < p_2 < p_3 < p_4 < p_5$.

насыщение эмиссионного тока с ростом ускоряющего напряжения при эффективности извлечения, близкой к 100%. Такие ВАХ наблюдаются при давлениях выше 0.7–0.8 Па. В промежуточной области давлений при достижении некоторого напряжения наблюдается скачкообразный переход от ВАХ первого типа ко второму, имеющий гистерезисный характер.

Визуальные наблюдения показывают, что при давлениях, превышающих 0.8 Па, в области малых ускоряющих напряжений пространство ускорения заполнено плазмой. При этом большая часть тока катода замыкается через источник ускоряющего напряжения U_y . С ростом U_y плазма в ускоряющем промежутке исчезает и формируется узкий пучок электронов, ток которого слабо зависит от U_y . Таким образом, можно заключить, что в области малых U_y зажигается контрагированный эмиссионным каналом разряд, в котором стенки вакуумной камеры и коллектор играют роль главного анода. С увеличением U_y характер разряда не меняется, о чем свидетельствует плавная ВАХ, а главным анодом становится коллектор электронного пучка. Ток в цепи источника U_y замыкается этим пучком.

Физическая модель процессов в области формирования пучка при изменении давления

Область формирования пучка в типичном ПИЭЛ включает в себя прилегающую к эмиссионному каналу часть разряда, сам канал и пространство ускорения. Генерация ионов в ускоряющем промежутке максимальна в области, где энергия электронов соответствует максимуму сечения ионизации. При больших ускоряющих напряжениях эта область расположена вблизи границы эмиттирующей плазмы, которая при этом, как правило, находится в канале. С ростом давления неизбежно наступит момент, когда генерация ионов превысит их уход и возникнет область квазинейтральной плазмы между эмиттирующей плазмой разряда и пространством ускорения. Естественно предположить, что образующаяся “вторичная” плазма будет отделена от плазмы разряда двойным элек-

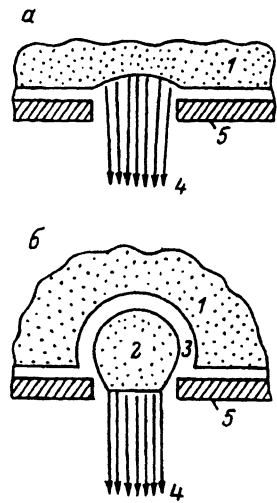


Рис. 2. Эмиссия электронов с открытой плазменной границы при низком (а) и высоком (б) давлениях.

1 — плазма разряда, 2 — вторичная плазма, 3 — двойной слой, 4 — электронный пучок, 5 — электрон с эмиссионным каналом.

трическим слоем (ДС). Напряжение на ДС устанавливается таким образом, чтобы выполнялось условие баланса частиц во вторичной плазме. Потенциал вторичной плазмы выше потенциала плазмы разряда на величину падения напряжения на ДС; соответственно граница между вторичной плазмой и пространством ускорения располагается ближе к ускоряющему электроду. С учетом резкого спада потенциала ускоряющего поля, проникающего в эмиссионный канал, это приводит к возрастанию напряженности поля в области, где энергия электронов соответствует максимуму сечения ионизации. Плотность тока эмиссии также возрастает, но генерация ионов в расчете на один электрон снижается за счет уменьшения протяженности области интенсивной ионизации. На рис. 2 представлена иллюстрация изложенной физической модели.

Математическая модель

Условия образования и существования вторичной плазмы могут быть получены из решения уравнений баланса частиц во вторичной плазме и уравнения Пуассона для ДС. Для упрощения расчетов будем считать, что вторичная плазма имеет сферическую форму.

Уравнение Пуассона для сферического биполярного слоя с плазменными границами имеет вид

$$\frac{d^2\varphi}{d\xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{d\varphi}{d\xi} = A \left(\frac{1}{\varphi^{1/2}} - \frac{B}{(1-\varphi)^{1/2}} \right), \quad (1)$$

где

$$\varphi = \frac{U}{U_c}, \quad \xi = \frac{r}{r_k}, \quad A = \frac{j_{ek}}{\varepsilon_0} \left(\frac{m_e}{2eU_c} \right)^{1/2} \frac{r_k^2}{U_c},$$

$$B = \frac{j_{ik}}{j_{ek}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}.$$

Внешняя граница плазмы поставляет в слой электроны с плотностью тока j_{ek} , внутренняя — ионы с плотностью тока j_{ik} ; U_c — напряжение

на слое, r_a — радиус границы вторичной плазмы, r_k — радиус границы плазмы разряда, r — текущая координата, U — потенциал в точке r , ε_0 — электрическая постоянная. Условия для плазменных границ ДС можно записать в виде

$$\left. \frac{d\varphi}{d\xi} \right|_{\xi=1} = 0, \quad \left. \frac{d\varphi}{d\xi} \right|_{\xi=\frac{r_a}{r_k}} = 0, \quad \varphi(1) = 0, \quad \varphi\left(\frac{r_a}{r_k}\right) = 1, \quad (2)$$

$\varphi(\xi)$ на интервале $1 > \xi > r_a/r_k$ монотонна.

Столкновительными процессами в ДС пренебрегаем.

Уравнение (1) использовалось для определения параметров ДС. Задавалось напряжение на слое U_c , радиус внешней границы r_k и плотность электронного тока j_{ek} на этой границе, при этом искомыми величинами — радиус внутренней границы ДС r_a и параметр B , характеризующий ионный ток ДС. Распределение потенциала в ДС для дальнейшего расчета не требуется. Фактически, задав r_k и j_{ek} , мы задаем ток эмиссии, так как в основном ток ДС определяется электронной составляющей.

В результате решения уравнения (1) с граничными условиями (2) были получены зависимости $r_a/r_k = f_1(A)$, $B = f_2(A)$, которые при изменении параметра подобия A от 1.5 до 70, что соответствует изменению r_a/r_k от 0.15 до 0.9, могут быть аппроксимированы функциями

$$f_1(A) = -0.05 \cdot (\ln A)^2 + 0.43 \cdot \ln A - 0.05, \quad (3)$$

$$f_2(A) = -0.0568 \cdot (\ln A)^2 + 0.504 \cdot \ln A - 0.164 \quad (4)$$

с точностью не хуже 5% во всем интервале изменения A .

Баланс ионов во вторичной плазме запишем в виде

$$I_i = e \cdot Q_i, \quad (5)$$

где I_i — ионный ток ДС, e — заряд электрона; Q_i — число актов ионизации в секунду в объеме V , занятом вторичной плазмой.

Q_i не превосходит Q_g — число нейтралов, входящих в V за секунду. Определим Q_i как

$$Q_i = w \cdot Q_g, \quad (6)$$

где w — вероятность ионизации вошедшего в V нейтрала за время его пребывания там.

В первом приближении

$$w = 1 - \exp\left[-\frac{\tau_g}{\tau_e}\right],$$

где τ_e — среднее время между ионизирующими столкновениями, τ_g — среднее время пребывания нейтрала в объеме V .

Оценим τ_g как

$$\tau_g = \frac{V^{1/3}}{(8kT_g/\pi m_g)^{1/2}}, \quad (7)$$

где m_g, T_g — масса атома и температура газа; k — постоянная Больцмана;

$$\tau_e = \frac{\epsilon}{\sigma_i \cdot \langle j_e \rangle},$$

где σ_i — сечение ионизации;

$$\langle j_e \rangle = \frac{I_e}{\langle S \rangle}; \quad I_e = e \cdot n_1 \cdot S_1 \cdot \left(\frac{kT_1}{2 \cdot \pi \cdot m_e} \right)^{1/2},$$

где I_e — ток электронов, ускоренных в ДС; $\langle S \rangle$ — средняя площадь сечения потока электронов во вторичной плазме; n_1 — концентрация плазмы разряда; S_1 — площадь внешней границы ДС; T_1 — температура электронов в разряде; m_e — масса электрона.

Оценим $\langle S \rangle$ как $S_2/2$, где S_2 — площадь границы вторичной плазмы. Тогда

$$\tau_e = \frac{1}{2} \cdot \sigma_i \cdot S_1 \cdot n_1 \cdot \left(\frac{k \cdot T_1}{2 \cdot \pi \cdot m_e} \right)^{1/2} \cdot S_2. \quad (8)$$

Правая часть (5) с учетом (6)–(8) запишется как

$$e \cdot Q_i = e \frac{p}{kT_g} \left(\frac{kT_g}{2 \cdot \pi \cdot m_g} \right)^{1/2} \cdot \left(1 - \exp \left[-\frac{\tau_g}{\tau_e} \right] \right), \quad (9)$$

где p — давление нейтрального газа.

Левую часть (5) запишем в виде

$$I_i = j_{ia} \cdot S_2, \quad (10)$$

где j_{ia} — плотность ионного тока на границе вторичной плазмы,

$$j_{ia} = \frac{1}{(e_N)^{1/2}} \cdot e \cdot n_2 \cdot \left(\frac{kT_2}{m_i} \right)^{1/2},$$

где e_N — основание натуральных логарифмов; T_2 — температура электронов вторичной плазмы; n_2 — концентрация ионов, уходящих из вторичной плазмы.

Приравнявая (9) и (10), получим уравнение баланса ионов во вторичной плазме, в котором правая и левая части есть функции параметров, характеризующих плазму разряда и вторичную плазму. Учитывая, что

$$\frac{r_a}{r_k} = \left(\frac{S_2}{\langle S \rangle} \right)^{1/2}, \quad B = \frac{S_2 n_1}{S_1 n_2} \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/2}, \quad A = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{e \cdot n_1 \cdot S_1}{\pi \cdot U_c^{3/2}},$$

и используя (3) и (4), получим еще два уравнения. Таким образом, имеем три соотношения, связывающих величины $S_1, S_2, T_1, T_2, n_1, n_2, U_c, p$, и можно определить любые три из них, задав остальные. Наибольший интерес представляют S_2 и U_c , характеризующие вторичную плазму.

Величины n_1 , T_1 , p известны, для определения T_2 нужно использовать дополнительное уравнение, например баланс энергии во вторичной плазме, что существенно усложнило бы задачу. Поэтому T_2 задавалась в диапазоне $(1-3) T_1$. При этом отмечено, что в основном изменение T_2 влияет на n_2 , существенно не меняя остальные переменные.

Величина S_1 непосредственно связана с током эмиссии

$$I_e = j_{ek} \cdot S_1,$$

поскольку ток ДС в основном электронный.

Полученные уравнения решались численно на ЭВМ относительно величин S_2 , n_2 , U_c , при этом в качестве внешних параметров задавались I_e , n_1 , T_1 , T_2 , p .

Результаты численного анализа и их обсуждение

Результаты численного расчета удобно представить в безмерном виде, пронумеровав U_c на U_i — потенциал ионизации газа, а S_1 и S_2 на S_e — площадь сбора электронов в режиме тока насыщения при отсутствии ДС. Для эмиссионного канала в аноде можно в первом приближении принять $S_e = \pi \cdot R^2$, где R — радиус канала. Ток эмиссии нормируется на I_{e0} — ток с открытой плазменной границы площадью S_e .

Анализ представленных на рис. 3 расчетных зависимостей показывает, что при уменьшении эмиссионного тока до величины $I_e \approx 5 \cdot I_{e0}$ площадь границы вторичной плазмы становится соизмеримой с S_e . Физически это означает невозможность существования вторичной плазмы в некотором диапазоне тока эмиссии, так как S_2 не может быть меньше S_e .

Как следует из результатов расчета, ДС и вторичная плазма не могут существовать при давлении ниже некоторого минимального, определяемого минимальной площадью границы вторичной плазмы (кривые 1, 2 на рис. 4). Действительно, при давлении ниже 1 Па S_2 быстро уменьшается, спадая до S_e при $p = 0.3$ Па, а U_c резко возрастает до 6–7 U_i , приближаясь к значению, соответствующему максимуму сечения ионизации.

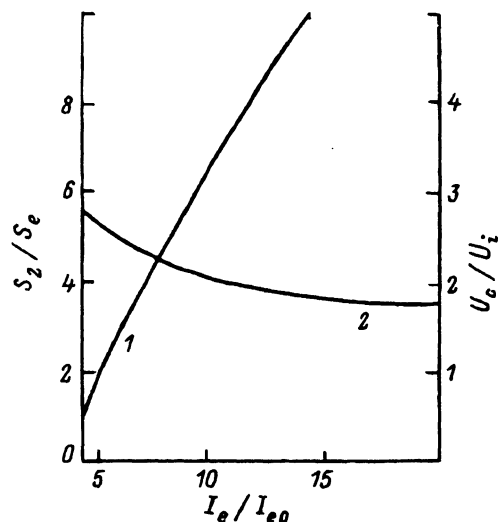


Рис. 3. Расчетные зависимости площади поверхности вторичной плазмы (1) и напряжения на двойном слое (2) от тока эмиссии.

$R = 0.7$ мм, $T_1 = T_2 = 2$ эВ, $I_p = 17$ мА, $p = 1$ Па, газ — аргон.

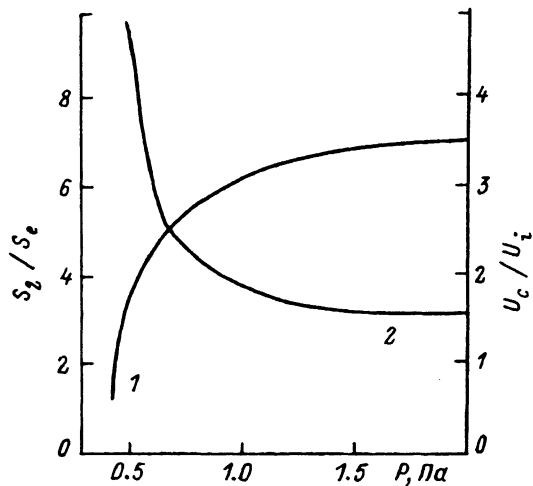


Рис. 4. Расчетные зависимости площади поверхности вторичной плазмы (1) и напряжения на двойном слое (2) от давления.

$R = 0.7$ мм, $T_1 = T_2 = 2$ эВ, $I_e/I_{e0} = 10$, газ — аргон.

Напряжение на ДС (кривая 2 на рис. 3) меняется незначительно при изменении тока эмиссии в широких пределах. Это свидетельствует об устойчивости ДС при возрастании I_e .

Таким образом, при давлении выше некоторого минимально необходимого для устойчивого формирования ДС может быть достигнута высокая эффективность извлечения.

В исследованной области давлений и токов эмиссии доля первичных электронов, ускоренных в ДС и участвующих в ионизации, мала и не превосходит 4%, а при $p > 1$ Па меньше 1%. Вторичную плазму с большой площадью ДС можно рассматривать как короткофокусную плазменную линзу, фокусирующую электроны, ускоренные в ДС на вход эмиссионного канала. Эти электроны имеют такую же температуру, как и в первичной плазме; следовательно, размер пятна фокусировки пучка после ускорения полем извлекающего электрода будет определяться диаметром эмиссионного канала, а яркость — площадью границы ДС и концентрацией первичной плазмы.

Для плазменных источников электронов с высокой начальной эффективностью извлечения (30–40% и выше при низком давлении в эмиссионном канале) образование ДС перед эмиссионным каналом практически невозможно, поскольку при этом ток должен возрасти в несколько раз, что невозможно при стабилизации тока катода. При стабилизации тока анода режим работы канала с ДС неустойчив, как следует из наших экспериментов. Следовательно, для таких ПИЭЛ предел по давлению в эмиссионном канале (и соответственно в объеме вакуумной камеры) не связан с пробоем ускоряющего промежутка, а определяется возникновением электрической связи источника ускоряющего напряжения с катодом разрядной камеры через низкое сопротивление вторичной плазмы.

На основании полученных результатов можно предложить ряд мер, позволяющих поднять верхний предел рабочих давлений ПИЭЛ. Для этого нужно обеспечить малую эффективность извлечения при низком давлении в эмиссионном канале, не более 10%, стабилизировать ток катода и поднять давление в канале выше некоторого минимально необходимого для устойчивого формирования ДС. Этот режим был реализован в источнике, использованном авторами данной работы.

Был получен ток эмиссии до 150 мА с эффективностью извлечения около 100% при ускоряющем напряжении до 10 кВ, диаметре канала в аноде 0.9 мм и давлении воздуха в вакуумной камере до 2 Па. Такой источник мог бы найти применение для формирования узких пучков электронов в газе без создания перепада давления между пространством ускорения и пространством дрейфа. В частности, поскольку давления, характерные для режима с ДС, достаточны для устойчивого горения низковольтного разряда в скрещенных E - и H -полях, то возможно создание ПИЭЛ без дополнительного напуска газа в разрядную камеру.

Заключение

Переключение тока разряда в эмиссионный канал с образованием ДС реализуется в условиях, когда давление в области формирования пучка достаточно для развития интенсивных ионизационных процессов. При этом образование ДС эквивалентно увеличению (не менее чем в 5–10 раз) площади сбора электронов. Отличительной особенностью предлагаемого механизма переключения с образованием ДС являются наличие порога по давлению, а также высокая плотность электронного тока в эмиссионном канале, на порядок превышающая плотность хаотического тока электронов в плазме разряда.

Список литературы

- [1] А. В. Жаринов, Ю. А. Коваленко // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 681–686.
- [2] Ю. Е. Крейндель Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 342 с.
- [3] В. А. Груздев, Ю. Е. Крейндель, Ю. М. Ларин // ТВТ. 1973. Т. 2. № 3. С. 482.
- [4] С. И. Белюк, Ю. Е. Крейндель, Н. Г. Ремпе // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 203–205.

Томский институт автоматизированных систем управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию
26 февраля 1992 г.